

Л. А. Варяница-Рощупкина, Г. П. Почанин

**ОПТИМИЗАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЗОНДИРУЮЩЕГО СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА В ЗАДАЧЕ ОБНАРУЖЕНИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЪЕКТОВ**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [vla@ire.kharkov.ua](mailto:vla@ire.kharkov.ua), [gpp@ire.kharkov.ua](mailto:gpp@ire.kharkov.ua)*

С помощью компьютерной реализации метода конечных разностей во временной области (FDTD) исследованы процессы дифракции цилиндрической импульсной электромагнитной волны на проводящих цилиндрических объектах, погруженных в диэлектрические среды различной проводимости. Проведены анализ и сравнение рассеянных электромагнитных полей, которые рассчитаны при различных значениях длительности импульса падающей волны и разных расстояниях между источником поля, точкой наблюдения и поверхностью раздела сред. Предложена методика определения длительности сверхширокополосного импульсного зондирующего сигнала, оптимальной для обнаружения подповерхностных объектов, где в качестве критерия оптимизации выбрана контрастность отраженного объектом сигнала по отношению к полному (суммарному) сигналу в точке наблюдения. Ил. 21. Табл. 1. Библиогр.: 27 назв.

**Ключевые слова:** дифракция, цилиндрическая волна, подповерхностная радиолокация, подповерхностное зондирование, компьютерное моделирование, метод конечных разностей, FDTD.

Уверенное обнаружение и идентификация диэлектрических и идеально проводящих объектов, скрытых в глубине грунта, является одной из актуальных задач современной подповерхностной радиолокации [1–6]. Ее успешное решение связано с необходимостью выполнения двух, по сути, противоположных требований: обеспечить как можно большую глубину зондирования и по возможности максимальную разрешающую способность. Такие практически важные задачи, как, например, задачи гуманитарного разминирования, поиск объектов в сильно пересеченной местности или при перемещении георадара на транспортном средстве, требуют отсутствия физического контакта между антенной системой георадара и зондируемой средой. В этих условиях наличие границы раздела воздух–грунт на пути зондирующего сигнала оказывает значительное влияние на результаты зондирования и проявляется, с одной стороны, в уменьшении доли энергии зондирующего импульса, проходящей под поверхность и выходящей из грунта после отражения объектом, а с другой – в появлении дополнительной импульсной волны, интерферирующей с зондирующим и рассеянным объектом полями. Нарастание мощности зондирующего сигнала не всегда возможно потому, что превышение сигналом определенной амплитуды выводит приемник из строя. Существующая электродинамическая связь между передающей и приемной антеннами и отраженный поверхностью грунта сигнал, имеющий, как правило, значительную амплитуду, ограничивают возможности увеличения мощности зондирующего сигнала и, соответственно, глубину зондирования, а также разрешающую способность георадара.

Известно, что при прочих равных условиях глубина проникновения зондирующего импульса тем больше, чем больше его длительность.

Однако при увеличении длительности импульса из-за уменьшения отношения размера объекта относительно пространственной длительности импульса уменьшаются также и амплитуды сигналов, отраженных зондируемыми объектами, отчего даже увеличение мощности проникающего сигнала незначительно увеличивает глубину поиска. Кроме того, при увеличении длительности зондирующего сигнала уменьшается разрешающая способность георадара и точность определения положения искомого объекта. Таким образом, возникает задача выбора оптимальной длительности зондирующего импульса. Поскольку отраженный поверхностью грунта сигнал также влияет на уровень сигнала на входе приемника, то оптимизация должна учитывать и высоту расположения антенной системы над поверхностью грунта.

Дисперсия в грунте, наличие слоев с разными диэлектрическими свойствами и границ раздела между слоями, преломление, а также свойства поверхности грунта являются факторами, существенно влияющими на возможности подповерхностной радиолокации. При некоторых сочетаниях параметров среды и взаимного расположения искомого объекта и антенн амплитуда сигнала от объекта может быть сравнимой с сигналом, приходящим непосредственно из передающей антенны, и с сигналом, отраженным поверхностью грунта, а при других сочетаниях амплитуда может быть исчезающе малой. В связи с этим проблема формирования оптимального зондирующего сигнала обсуждалась многократно [7–13], где в том числе рассматривались различные подходы и критерии оптимальности.

Целью данной работы является поиск путей оптимизации параметров зондирующего сигнала, основанием чему являются результаты исследования дифракционных явлений, возникаю-

ших при облучении цилиндрической  $E$ -поляризованной импульсной волной полупространства, которое имеет свойства диэлектрика и содержит проводящие цилиндрические объекты.

В нашей работе предложен оригинальный подход к оптимизации длительности зондирующего сверхширокополосного импульса, основанный на критерии наибольшей контрастности искомого объекта. Под термином контрастность будем понимать отношение амплитуды сигнала, отраженного подповерхностным объектом, к амплитуде всего сигнала, принимаемого в точке наблюдения. Методологию и возможности предложенного подхода иллюстрируют результаты компьютерного моделирования задачи дифракции сверхширокополосного импульса на цилиндре, погруженном в диэлектрик.

### 1. Постановка задачи и метод решения.

Пусть верхнее полупространство  $Q^+ = Q_0 : y > 0$  имеет диэлектрические свойства вакуума. Нижнее полупространство  $Q^- : y \leq 0$  представляет собой объединение двух непересекающихся областей  $Q^- = Q_1 \cup P$ , одна из которых  $P: (x-a)^2 + (y+b)^2 \leq r^2$  – цилиндрическая область, имеющая свойства металла, другая  $Q_1$  – однородный диэлектрик. На плоскую границу раздела сред  $y = 0$  падает цилиндрическая  $E$ -поляризованная импульсная волна, источником которой является бесконечный линейный излучатель  $S$ , ось которого расположена на высоте  $y = h_1$  над плоскостью раздела сред параллельно оси  $z$ . Требуется определить амплитудную и временную зависимости составляющих электромагнитного (ЭМ) поля, возникшего в результате дифракции падающей волны на цилиндрическом объекте, погруженном в диэлектрик. Точки наблюдения  $R$ , в которых следует найти параметры ЭМ-поля, расположены в верхнем полупространстве  $Q_0$  на высоте  $y = h_1$  на расстоянии  $h_2$  от источника  $S$  таким образом, что центр системы источник – точки наблюдения находится непосредственно над осью погруженного на глубину  $h_3$  проводящего цилиндра  $P$  (рис. 1).

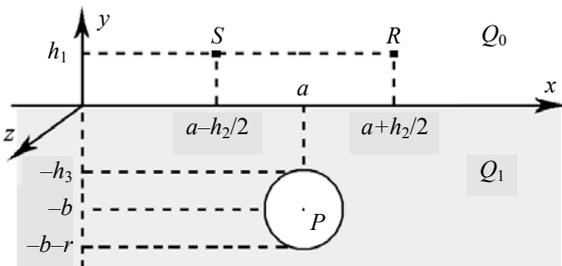


Рис. 1. Геометрия задачи:  $Q_0$  – вакуум;  $Q_1$  – диэлектрик;  $P$  – металл;  $S$  – источник;  $R$  – точка наблюдения

$E$ -поляризованное ЭМ-поле в декартовой системе координат, при отсутствии зависимости от пространственной координаты  $z$  и сторонних магнитных токов, описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{\partial E_z(x, y, t)}{\mu(x, y) \partial y}, \\ \frac{\partial H_y(x, y, t)}{\partial t} = \frac{\partial E_z(x, y, t)}{\mu(x, y) \partial x}, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\sigma(x, y)}{\varepsilon(x, y)} \right] E_z(x, y, t) = \\ = \frac{\partial H_y(x, y, t)}{\varepsilon(x, y) \partial x} - \frac{\partial H_x(x, y, t)}{\varepsilon(x, y) \partial y} - \frac{j_z^e(x, y, t)}{\varepsilon(x, y)}, \\ E_x(x, y, t) = E_y(x, y, t) = H_z(x, y, t) \equiv 0; \\ t > 0; \\ E_z(x, y, t)|_{t=0} = \varphi(x, y); \quad \left. \frac{\partial E_z(x, y, t)}{\partial t} \right|_{t=0} = \psi(x, y). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$  – компоненты напряженностей электрического и магнитного полей соответственно;  $j_z^e$  –  $z$ -компонента плотности стороннего электрического тока ( $j_x^e = j_y^e = 0$ );  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость, Ф/м;  $\mu$  – магнитная проницаемость, Гн/м;  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость, См/м ( $\vec{j}^e = \sigma \vec{E}$ , где  $\vec{j}^e$  – плотность электрического тока);  $\varphi, \psi$  – функции, задающие исходное состояние системы (начальные условия);  $(x, y) \in R^2$ .

Система уравнений (1) полностью описывает все электродинамические процессы, происходящие в пространстве с заданной геометрией при действии рассматриваемых источников ЭМ-поля.

Наиболее адекватным методом решения поставленной задачи является метод конечных разностей во временной области (FDTD) [14, 15].

Для получения приближенного решения поставленной начально-краевой задачи (1) можно использовать конечноразностные схемы различных типов [16–20]. Мы будем использовать пространственные и временные сетки с постоянными шагами, в которых компоненты векторов электрического и магнитного полей разнесены в пространстве и времени на полшага дискретизации согласно алгоритму, предложенному К. Йи. Основные характеристики этого алгоритма детально описаны в работах [14, 21, 22]. Устойчивость алгоритма в двумерном случае определяется следующим условием [23]:

$$\Delta t \leq \left( v_{\max}^c \sqrt{1/\Delta x^2 + 1/\Delta y^2} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $v_{\max}^c = \max\{(\varepsilon(x, y)\mu(x, y))^{-1/2}\}$  – максимальное из значений скорости света в моделируемых средах.

Для ограничения расчетной области используем идеально поглощающие условия, предложенные Ю. К. Сиренко [20, 24].

Полученные в результате замены пространственных и временных производных их конечноразностными аналогами уравнения и выбранные граничные условия однозначно определяют компоненты поля, причем их вычисление не требует решения каких-либо алгебраических систем (явная схема). Данная схема аппроксимирует исходную задачу со вторым порядком точности. Аппроксимация и устойчивость (2) гарантирует сходимость последовательностей численных *FDTD*-решений к решению исходной нестационарной задачи при уменьшении размеров сетки дискретизации  $\Delta x, \Delta y \rightarrow 0$ .

**2. Результаты компьютерного моделирования.** Вычисление рассеянных полей производится при помощи разработанной для этих целей программы «*SEMP*» [25] (более ранняя версия этой программы – «*GRIDER*» [26]).

Пусть источник  $S$  и точка наблюдения  $R$  разнесены на расстояние  $h_2 = 60$  см и расположены над границей раздела сред на высоте  $h_1$ , диапазон рассматриваемых значений которой  $5 \div 15$  см (см. рис. 1). Проводящий цилиндр радиуса  $r = 2,5$  см погружен в диэлектрик на глубину  $h_3 = 15 \div 55$  см. Диапазон рассматриваемых электрических характеристик среды указан в таблице. Заметим, что для среды  $Q_1$  значения проводимости выбраны такими, чтобы они соответствовали реальным параметрам грунтов.

Среда	$\epsilon^{\text{отн}}$	$\mu^{\text{отн}}$	$\sigma$
$Q_0$	1	1	0
$Q_1$	9	1	$5 \cdot 10^{-4} \div 10^{-2}$
$P$	1	$10^3$	$10^7$

Источником ЭМ-поля является нить синфазного электрического тока, направленного вдоль оси проводящего цилиндра. Изменение амплитуды силы тока во времени задается формулой гауссова импульса

$$J^e(t) = J_0 e^{-4 \ln 2 ((t-t_0)/T_{0,5})^2}, \quad (3)$$

где  $J_0$  – амплитудный коэффициент;  $t_0$  – центр симметрии импульса;  $T_{0,5}$  – длительность импульса на уровне половины амплитуды.

Проанализируем амплитуды дифрагированного ЭМ-поля для длительностей излучаемого импульса  $T_{0,5}$ , меняющихся в диапазоне  $0,25 \div 2,5$  нс.

ЭМ-поле в точке наблюдения  $R$  (рис. 1) представляет собой суперпозицию полей:

– пришедшего по кратчайшему пути от источника  $S$ ;

– отраженного от границы раздела областей  $Q_0$  и  $Q_1$ ;

– поля, которое достигло области  $P$ , рассеялось ею и пришло в точку наблюдения после прохождения границы раздела областей  $Q_1$  и  $Q_0$ .

Для того чтобы иметь возможность выделить поле, рассеянное именно областью  $P$ , промоделируем поочередно следующие задачи:

– распространение сигнала в свободном пространстве;

– распространение сигнала в пространстве с плоской границей раздела сред;

– распространение сигнала в пространстве с плоской границей раздела сред, в одну из которых погружен проводящий цилиндрический объект.

При этом рассеянные границей раздела областей  $Q_0$  и  $Q_1$  и областью  $P$  поля вычисляются как разности соответствующих решений.

Введем следующие обозначения:  $E^0$  – напряженность электрического поля, создаваемого источником в окружающем пространстве;  $E^1$  – напряженность электрического поля, отраженного от границы раздела сред;  $E^2$  – напряженность общего электрического поля в пространстве с плоской границей раздела сред,  $E^2 = E^0 + E^1$ ;  $E^3$  –  $E$ -поле, рассеянное объектом, погруженным в диэлектрик;  $E^4$  – общее  $E$ -поле рассматриваемой задачи,  $E^4 = E^2 + E^3$ ;  $E_{\text{max}}$  – максимальное значение напряженности поля;  $E_{\text{min}}$  – минимальное значение напряженности поля;  $E_A = E_{\text{max}} - E_{\text{min}}$  – амплитуда поля.

**2.1. Распространение ЭМ-поля в свободном пространстве.** Источник создает в свободном пространстве ЭМ-поле, напряженность  $E^0$  которого обладает следующими свойствами:

– график изменения напряженности  $E^0$  в любой точке пространства независимо от значения параметра  $T_{0,5}$  имеет вид биполярного импульса (рис. 2);

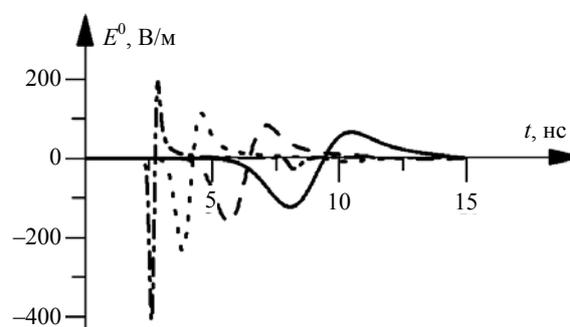


Рис. 2.  $E^0$  в точке  $R$  при различных  $T_{0,5}$ : 2,5 нс (—); 1,5 нс (---); 0,75 нс (·····); 0,25 нс (— · —)

– при распространении цилиндрической импульсной волны в пространстве амплитуда  $E^0$

уменьшается (рис. 3), причем чем больше длительность импульса, тем меньше амплитуда.

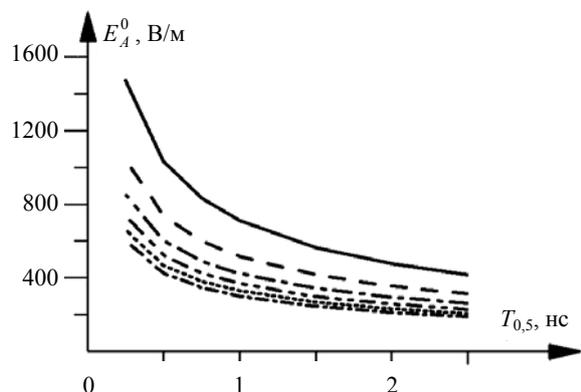


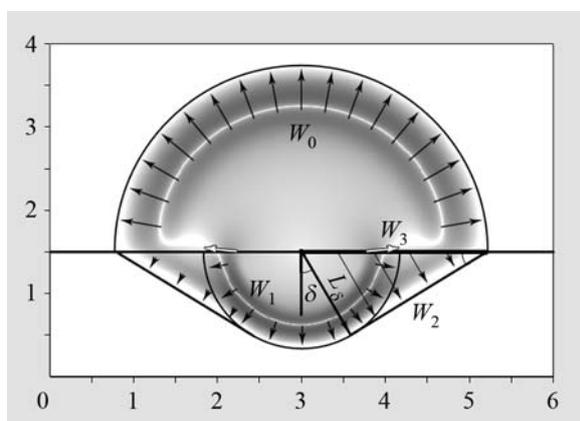
Рис. 3. График зависимости амплитуд сигналов  $E^0$  от длительности импульса  $T_{0,5}$  при различных расстояниях  $h_2$ : 0,1 м (—); 0,2 м (---); 0,3 м (- · - ·); 0,4 м (·····); 0,5 м (· · · · ·); 0,6 м (- · - ·)

Для задачи радиолокации сигналы рис. 2, 3 позволяют как качественно, так и количественно оценить параметры импульса, проходящего непосредственно из источника в точку наблюдения. Уменьшение амплитуды с ростом длительности означает уменьшение амплитуды сигнала прямо-

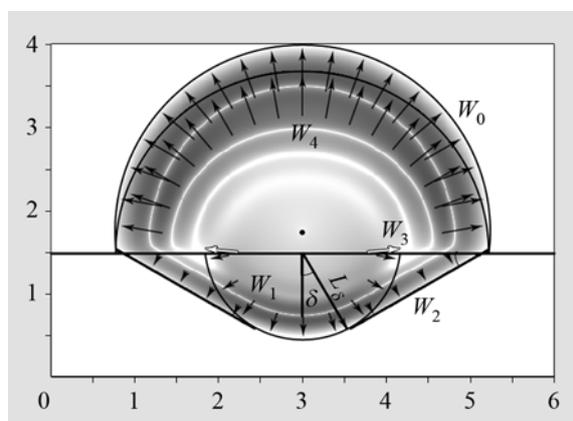
го прохождения из источника в точку наблюдения, что снижает вероятность перегрузки приемного устройства в процессе зондирования. В то же время это означает и уменьшение амплитуды зондирующего сигнала, падающего на объект (область  $P$ ), а следовательно, повышает требования к энергетическому потенциалу локатора и снижает вероятность обнаружения объекта на фоне шумов.

**2.2. Распространение ЭМ-поля в пространстве с плоской границей раздела сред.** Наличие границы раздела двух сред приводит к перераспределению потока энергии поля в пространстве. В случае, когда источник расположен на границе (рис. 4, а), волновой процесс можно разделить на 2 вида [27].

К первому относятся радиальные волны, распространяющиеся в верхнее и нижнее полупространства (на рис. 4 это волны  $W_0$  и  $W_1$  соответственно). Фронты волн данного вида в плоскости  $xu$  представляют собой полуокружности, опирающиеся на границу раздела сред, с центром в точке расположения источника. Амплитуда радиальной волны, максимальная в направлении нормали к границе раздела сред, проведенной в точке расположения источника, монотонно убывает при продвижении по ее фронту до границы раздела.



а)



б)

Рис. 4. Распределение  $E$  в плоскости  $xu$  для нити тока длительности  $T_{0,5} = 1$  нс, расположенной на высоте  $h_1 = 0,05$  м (а),  $h_1 = 0,25$  м (б) над границей раздела сред ( $\epsilon_1 = 4$ ,  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м), в момент времени  $t = 8$  нс

Различие в скорости распространения радиальных волн в верхнем и нижнем полупространствах обуславливает необходимость существования второго вида волн – граничных, обеспечивающих непрерывность тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на границе (на рис. 4 это волны  $W_2$  и  $W_3$ ). Боковая волна  $W_2$  распространяется в нижнем полупространстве под углом  $\delta = \arcsin(\sqrt{\epsilon_0/\epsilon_1})$  (угол, равный углу полного

внутреннего отражения) к нормали. В плоскости  $xu$  фронт боковой волны представляет собой участки прямых, нижние края которых касаются фронта радиальной волны, распространяющейся в нижнем полупространстве, а верхние опираются на основание дуги фронта радиальной волны в верхнем полупространстве. Амплитуда боковой волны возрастает при продвижении по ее фронту от границы раздела до точки слияния с радиальной волной  $W_1$ . Экспоненциально затухающая

волна  $W_3$ , связанная с радиальной волной  $W_1$ , распространяется в верхнем полупространстве вдоль границы раздела сред со скоростью волны  $W_1$ .

Поднятие источника над границей раздела сред приводит к возникновению отраженной волны  $W_4$ , распространяющейся в верхнем полупространстве (рис. 4, б). Следствием этого является уменьшение количества энергии, проникающей внутрь диэлектрика. Преломленная радиальная волна  $W_1$  существенно ослабляется, причем при  $h_1$  сравнимых и больших пространственной длительности падающей волны  $\zeta$  ее энергия за пределами «критического» угла  $\delta$  затухает экспоненциально (рис. 4, б). На фоне этого боковая волна  $W_2$  становится более выраженной.

*Распространение сигнала в нижнем полупространстве.* Значение амплитуды ЭМ-поля, прошедшего в диэлектрик, как можно наблюдать в разд. 2.2, существенно зависит не только от расстояния между источником и точкой наблюдения  $R'$ , расположенной в диэлектрике на некоторой глубине  $h_2$ , но и в значительной мере от высоты расположения источника над границей раздела сред и величины угла между границей и радиус-вектором точки наблюдения (рис. 4).

При расположении источника ЭМ-поля на границе раздела наблюдаем следующее: непосредственно вблизи источника волна  $W_2$  не ока-

зывает существенного влияния на распределение амплитуд напряженностей прошедшего в диэлектрик электрического поля, и оно имеет равномерный характер (рис. 5, а). При увеличении расстояния от источника максимум амплитуд перераспределяется в зону действия боковой волны в некотором направлении  $\delta_1 > \delta$ . Результатом интерференции волн  $W_1$  и  $W_2$  в дальней зоне является концентрация максимумов амплитуд напряженностей электрического поля в направлении «критического» угла  $\delta$  (для  $\varepsilon = 9$   $\delta \approx 19,5^\circ$ ). Минимум амплитуд поля наблюдается вдоль границы раздела сред.

Этот факт имеет большое значение в задачах георадиолокации. Так, к примеру, из приведенных на рис. 5, а и в диаграмм видно, что объект, расположенный на глубине  $h_2 = 0,05$  м непосредственно под центром разнесенной на расстояние 0,6 м антенной системы, отражает волну меньшей амплитуды (а следовательно, имеет меньшую контрастность), чем объект, находящийся на глубине  $h_2 = 0,2$  м.

Поднятие источника над границей раздела сред приводит к смещению максимума излученного в нижнее полупространство электрического поля в направлении нормали к границе раздела сред, проведенной в точке расположения источника (рис. 5, б, г).

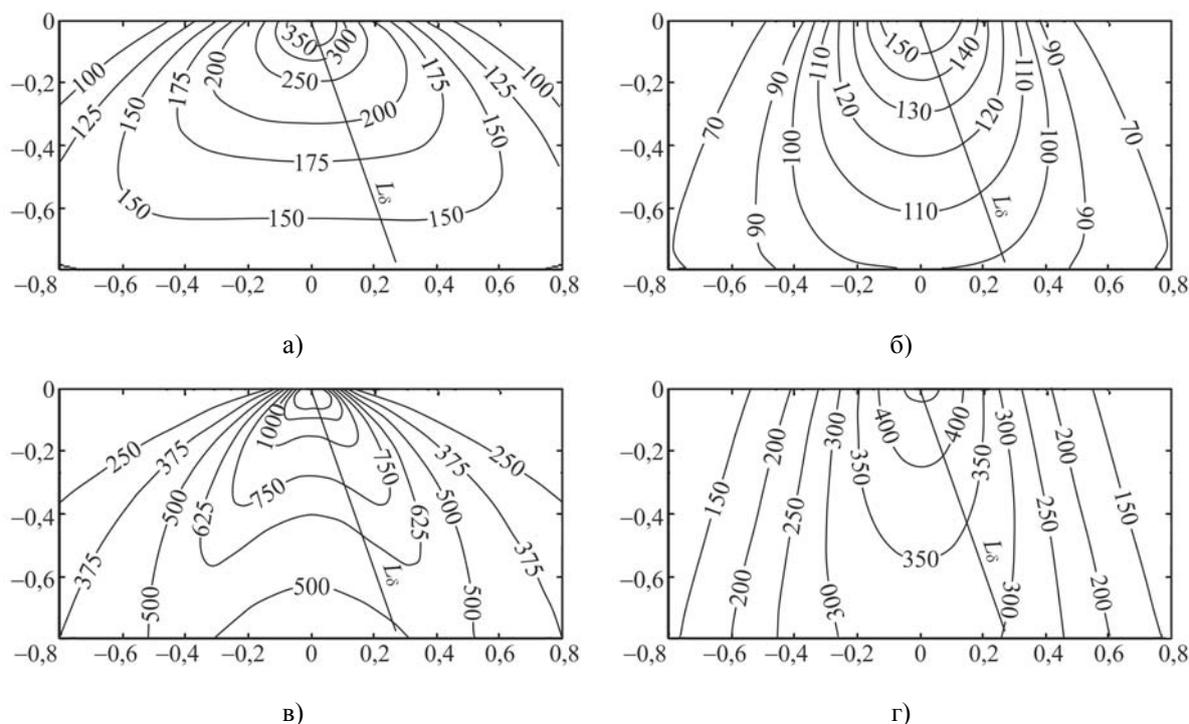
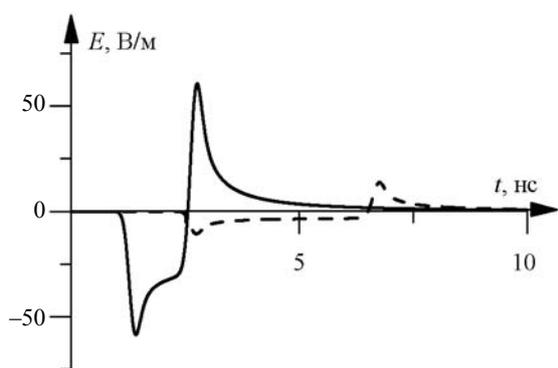


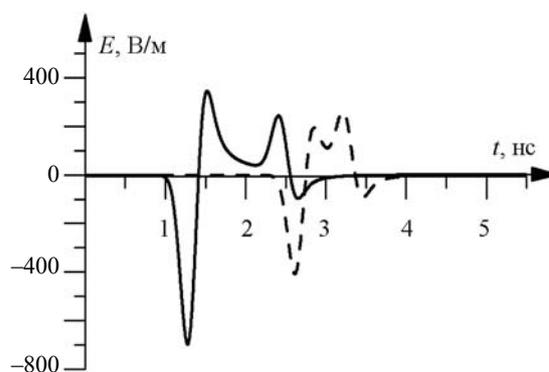
Рис. 5. Распределение амплитуд напряженности прошедшего в диэлектрик электрического поля в плоскости  $xu$  для нити тока длительности  $T_{0,5} = 2,5$  нс (а, б),  $T_{0,5} = 0,25$  нс (в, г), расположенной на высоте  $h_1 = 0$  м (а, в),  $h_1 = 0,25$  м (б, г) над границей раздела сред ( $\varepsilon_1 = 9$ ,  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м)

Форма и длительность наблюдаемых в диэлектрике импульсов напряженности электрического поля, как и амплитуда, в значительной мере зависят от высоты расположения источника над границей раздела сред и величины угла между границей и радиус-вектором точки наблюдения. В секторе  $\delta_1 < \delta$  наблюдаются биполярные импульсы, длительность которых определяется только распространяющейся волной  $W_1$ . В зоне действия боковой волны  $\delta_1 > \delta$  длительность и форма импульсов поля определяется общей волной, образуемой в результате интерференции

волн  $W_1$  и  $W_2$ . Так, при расположении источника на высоте  $h_1 \ll \zeta$  вдоль границы распространяются биполярные импульсы, длительность которых возрастает с увеличением расстояния между источником и точкой наблюдения (рис. 6, а). При расположении источника на высоте  $h_1$ , сравнимой и большей  $\zeta$ , вдоль границы распространяется серия импульсов, состоящая из трех монополярных участков. Длительность этой серии, напротив, уменьшается с увеличением расстояния между источником и точкой наблюдения (рис. 6, б).



а)



б)

Рис. 6. Напряженность электрического поля на границе раздела сред ( $\epsilon_1 = 9$ ,  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м):  $h_1 = 0$  м (а),  $h_1 = 0,25$  м (б);  $h_2$ : 0,2 м (—), 0,6 м (---);  $T_{0,5} = 0,25$  нс

*Распространение сигнала в верхнем полупространстве.* Формируемое в верхнем полупространстве ЭМ-поле определяется волнами  $W_3$  и  $W_4$ . Результатом их интерференции является волна поля, отраженного непосредственно от границы раздела сред, напряженность  $E^1$  которого обладает следующими свойствами:

– временные зависимости  $E^1$  при различных значениях  $T_{0,5}$  имеют схожую форму (рис. 7);

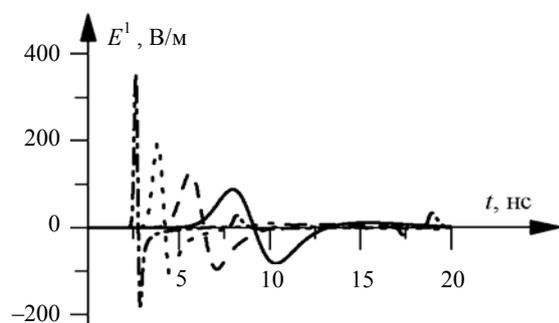


Рис. 7.  $E^1$  при  $h_1 = 0,05$  м и различных значениях  $T_{0,5}$ : 2,5 нс (—); 1,5 нс (---); 0,75 нс (·····); 0,25 нс (— · —);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

– полярность  $E^1$  противоположна полярности  $E^0$ ;

– амплитуда сигналов  $E^1$  уменьшается с увеличением длительности излучаемого импульса (рис. 7, 8).

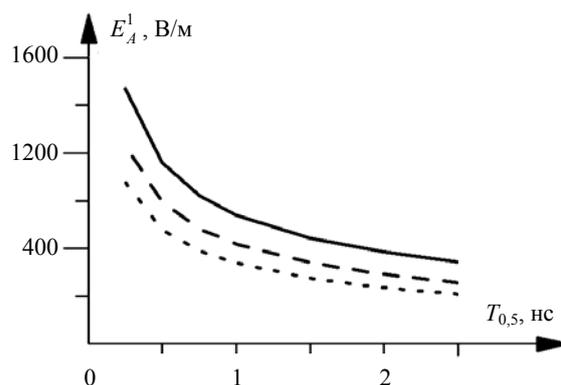


Рис. 8. Графики зависимости амплитуд сигналов  $E^1$  от длительности импульса  $T_{0,5}$  при различных  $h_1$ : 0,05 м (—); 0,15 м (---); 0,25 м (·····);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

Результатом интерференции волн  $W_0$ ,  $W_3$  и  $W_4$  может быть как ослабление, так и увеличение амплитуды образуемой результирующей волны в зависимости от высоты источника над границей (рис. 9, 10).

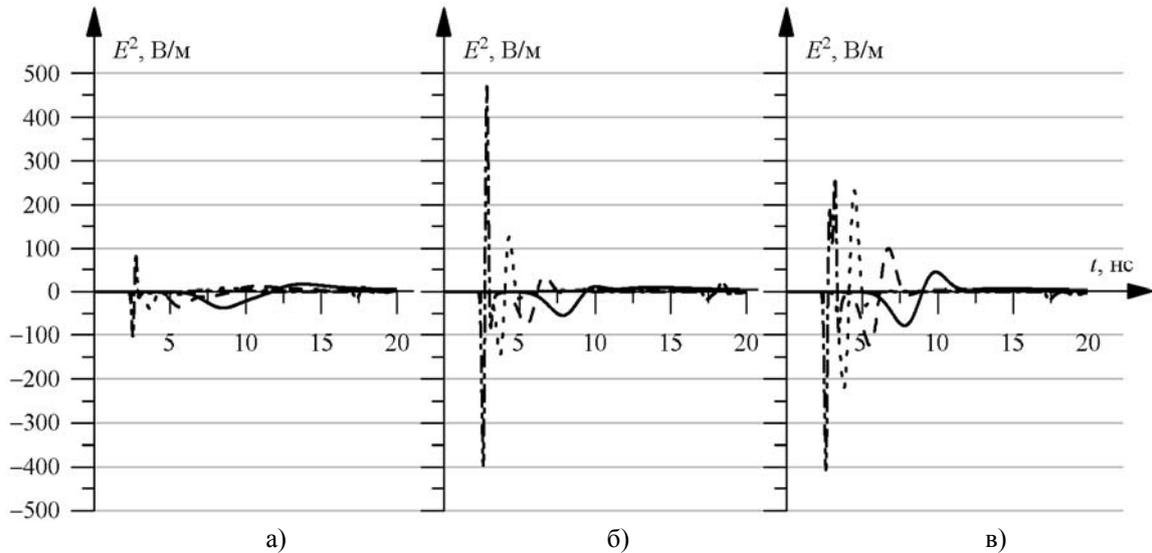


Рис. 9. Графики сигналов  $E^2$  при различных значениях  $T_{0,5}$ : 2,5 нс (—); 1,5 нс (---); 0,75 нс (····); 0,25 нс (— · —); а)  $-h_2 = 0,05$  м; б)  $-h_2 = 0,15$  м; в)  $-h_2 = 0,25$  м;  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

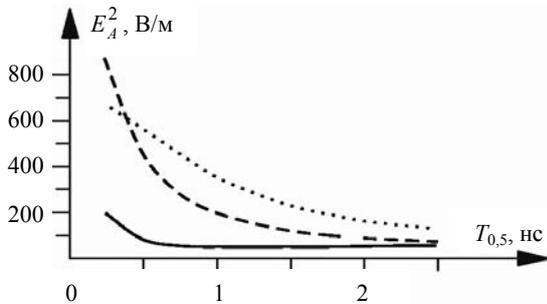


Рис. 10. Графики зависимости амплитуд сигналов  $E^2$  от длительности импульса  $T_{0,5}$  при различных  $h_2$ : 0,05 м (—); 0,15 м (---); 0,25 м (····)

Проанализируем более детально процесс формирования результирующих импульсов. Для этого на одном и том же графике изобразим временные зависимости сигналов, пришедших непосредственно из источника, сигналов, отраженных от поверхности раздела сред, и результирующих  $E^2$  сигналов (т. е. их суперпозиции) (рис. 11). Для одного из значений параметра  $T_{0,5}$  проведем детальный анализ изменения значений амплитуд сигналов  $E^1$  и  $E^2$  в зависимости от расстояния  $h_1$  (рис. 11, 12).

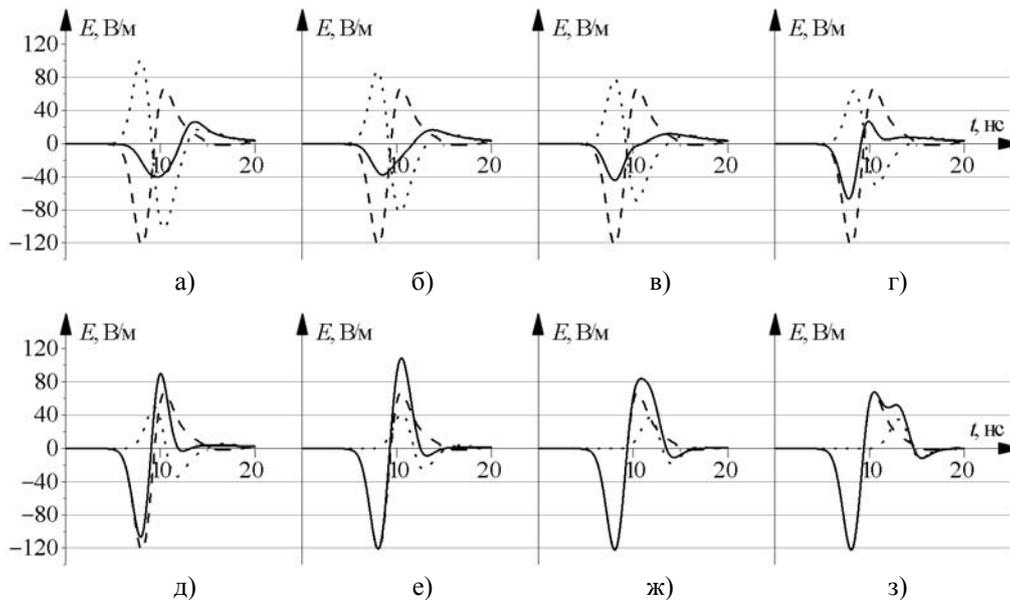


Рис. 11. Графики сигналов  $E^2$  (—),  $E^0$  (---),  $E^1$  (····) при  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м, длительности излучаемого сигнала  $T_{0,5} = 2,5$  нс и расположении источника на высоте: а)  $-h_1 = 0$  м; б)  $-h_1 = 0,05$  м; в)  $-h_1 = 0,1$  м; г)  $-h_1 = 0,2$  м; д)  $-h_1 = 0,4$  м; е)  $-h_1 = 0,6$  м; ж)  $-h_1 = 0,8$  м; з)  $-h_1 = 1$  м

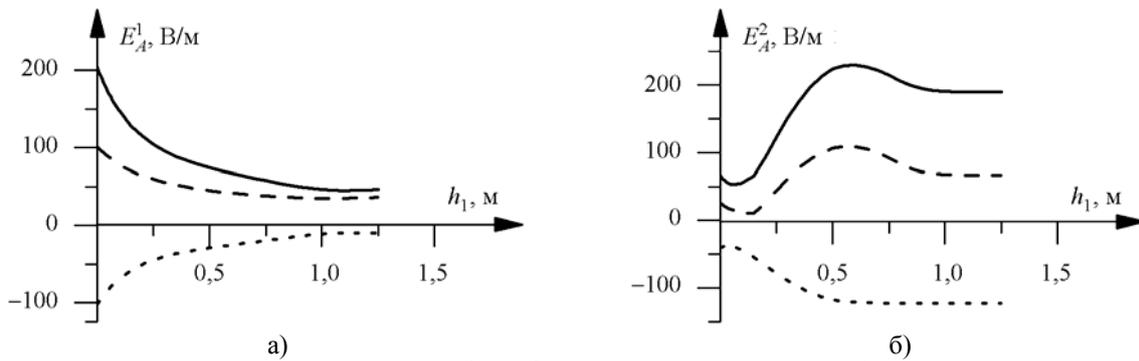


Рис. 12. Графики зависимости амплитуд сигналов  $E^1$  (а),  $E^2$  (б) от величины  $h_1$  при  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м и длительности излучаемого сигнала  $T_{0,5} = 2,5$  нс: — — — амплитуда положительной составляющей сигнала; ····· — амплитуда отрицательной составляющей сигнала; ——— — амплитуда всего сигнала

Рассмотрим, например, процесс формирования результирующего сигнала  $E^2$  в точке наблюдения  $R$  для источника с параметром  $T_{0,5} = 2,5$  нс.

Как видно из рис. 11, отраженная от границы раздела сред волна  $E^1$  при первоначальном расположении источника на границе раздела сред ( $h_1 = 0$  см) имеет вид колебательного процесса, состоящего из трех полупериодов (обозначим соответствующие монополярные участки сигнала  $E_{1(+)}^1$ ,  $E_{2(-)}^1$ ,  $E_{3(+)}^1$ ). По мере увеличения расстояния от источника до границы раздела сред импульс становится «практически биполярным» (так называемая «хвостовая часть» становится по амплитуде намного меньше амплитуды всего сигнала). Амплитуда  $E_A^1$  отраженной от границы раздела сред волны уменьшается с ростом расстояния между источником и границей раздела сред, причем уменьшаются пиковые амплитуды как положительной, так и отрицательной полярности. До момента окончательного разделения сигналов  $E^0$  и  $E^1$  во времени результирующая волна  $E^2$  является преимущественно биполярной («хвостовая часть» по амплитуде намного меньше амплитуды всего сигнала).

Поскольку при малых значениях  $h_1$  максимум  $E^1$  по времени расположен раньше минимума  $E^0$  на некотором отрезке значений  $h_1 \in [0; \bar{h}_0] \subset [0; h_0]$ , с возрастанием  $h_1$  амплитуда отрицательной части результирующего сигнала уменьшается. Здесь  $h_0$  — высота расположения источника, при которой максимум  $E^1$  по времени совпадает с минимумом  $E^0$ .

После достижения значения  $h_1 = \bar{h}_0$  отрицательная амплитуда растет по мере увеличения  $h_1$ . Это происходит вследствие уменьшения положительной амплитуды отраженной волны и сдвига отраженной волны во времени (с увеличением  $h_1$  волна приходит позже). В итоге отрицательная амплитуда сигнала  $E^1$  достигает постоян-

ного значения, не зависящего больше от высоты расположения источника, а именно амплитуды отрицательной части волны  $E^0$ . Положительная часть результирующего сигнала при малых значениях  $h_1$  формируется за счет второй положительно-полярной части  $E_{3(+)}^1$  отраженной волны.

По мере возрастания  $h_1$  амплитуда  $E_{3(+)}^1$  уменьшается, однако при этом постепенно возрастает амплитуда части сигнала, соответствующая месту пересечения центральных частей сигналов  $E^0$  и  $E^1$  и формирующая второй локальный максимум. Положительная амплитуда результирующего сигнала достигает минимума при равенстве этих двух локальных экстремумов. При смещении отраженной волны во времени настолько, что максимум  $E^1$  по времени совпадает с максимумом волны  $E^0$ , пришедшей непосредственно от источника, наблюдается максимум амплитуды результирующего сигнала. Затем сигналы  $E^0$  и  $E^1$  окончательно расходятся во времени. Значение положительной амплитуды результирующего сигнала снова уменьшается, достигая в итоге постоянного значения, не зависящего больше от высоты расположения источника, а именно значения амплитуды положительной полуволны  $E^0$ .

В целом видна такая закономерность: чем меньше длительность излучаемого импульса, тем быстрее и на меньшей высоте  $h_1$  происходят описанные выше процессы формирования результирующих сигналов.

Таким образом, результирующие сигналы  $E^2$  различных длительностей  $T_{0,5}$  на одной и той же высоте  $h_1$  имеют различную как форму, так и амплитуду (см. рис. 9). Причем графики зависимостей амплитуд результирующих сигналов от длительностей  $T_{0,5}$  излучаемого сигнала различны по характеру. Так, для  $h_1 = 0,05$  м при увеличении  $T_{0,5}$  амплитуда сначала уменьшается до некоторого значения, а начиная с  $T_{0,5} \approx 0,75$  нс (см. рис. 9, б) увеличивается. В отличие от рассмотренного выше, при  $h_1 = 0,15$  и  $0,25$  м ампли-

туда монотонно уменьшается с ростом  $T_{0,5}$ . Характер зависимости  $E^2(T_{0,5})$  для  $h_1 = 0,05$  м указывает на существование наборов параметров задачи, при которых амплитуда сигнала, в отсутствие отражателей, оказывается минимальной. Благодаря этому можно ожидать, что амплитуда сигнала, отраженного подповерхностным объектом, окажется более контрастной.

Зависимость амплитуды распространяющегося в верхнем полупространстве импульса поля от мест расположения источника и точки наблюдения представлена на рис. 13. Максимумы амплитуд наблюдаются при расстояниях  $h_1$  и  $h_2$ , геометрическим представлением которых на плоскости  $h_1 h_2$  является парабола  $L_1 = \{(h_1, h_2) \in R^2:$

$h_1 = \sqrt{(h_2 + \zeta/6)\zeta/6}; h_1 > 0; h_2 > 0;\}$ . Начиная с соотношения расстояний  $h_1$  и  $h_2$ :  $L_2 = \{(h_1, h_2) \in R^2: h_1 = \sqrt{(h_2 + \zeta/2)\zeta/2}; h_1 > 0;$   
 $h_2 > 0;\}$  дальнейший подъем источника и точки наблюдения не изменяет амплитуду сигнала  $E^2$ .

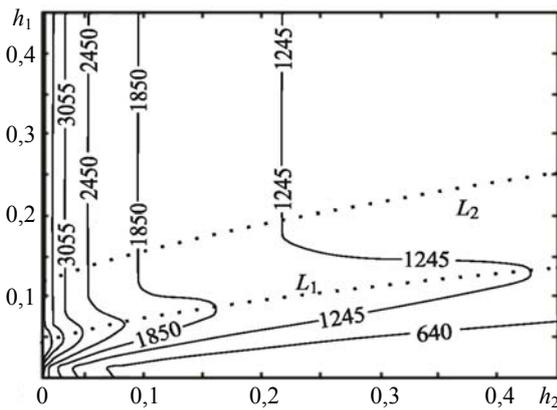


Рис. 13. Зависимость амплитуд напряженностей электрического поля, наблюдаемого в верхнем полупространстве, от высоты  $h_1$  и расстояния  $h_2$  для нити тока длительности  $T_{0,5} = 2,5$  нс;  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

Изменение проводимости диэлектрика в пределах рассматриваемых в задаче значений приводит лишь к незначительным изменениям формы и амплитуды сигналов  $E^1$  и  $E^2$  (рис. 14, 15).

Следует также отметить, что влияние проводимости среды проявляется по-разному в зависимости от взаимного расположения источника и точки наблюдения. Если точка наблюдения находится вблизи источника, то несмотря на некоторое незначительное уменьшение амплитуды отраженного поверхностью сигнала  $E^1$ , амплитуда результирующего сигнала  $E^2$  с повышением проводимости растет. Величина  $C = E^2_{A\sigma=5 \cdot 10^{-4}} / E^2_{A\sigma=10^{-2}}$  становится меньше 1 для  $T_{0,5}$  больших 0,75 нс. Однако если отодвигать точку наблюдения от источника, проявляется

тенденция к уменьшению амплитуды результирующего сигнала  $E^2$  с увеличением проводимости. В большей степени это характерно для импульсов большей длительности.

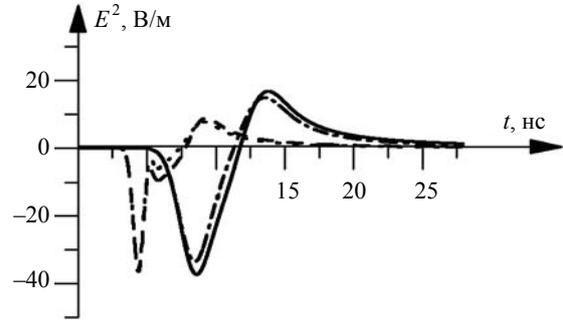


Рис. 14. Графики сигналов  $E^2$  при различных значениях длительности  $T_{0,5}$  и проводимости диэлектрической среды  $\sigma$ :  $T_{0,5} = 2,5$  нс (—);  $\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м;  $T_{0,5} = 1$  нс (---);  $\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м;  $T_{0,5} = 2,5$  нс (— · —);  $\sigma = 10^{-2}$  См/м;  $T_{0,5} = 1$  нс (·····);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

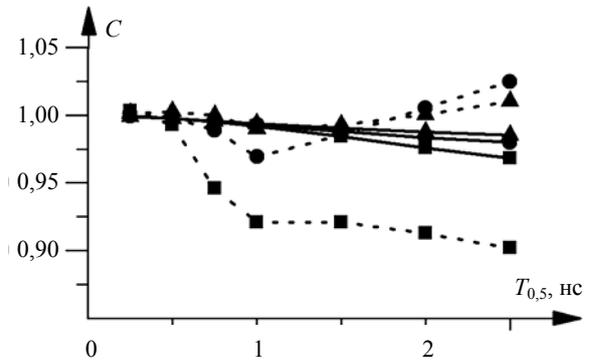


Рис. 15. Изменение амплитуд сигналов при изменении проводимости среды:  $C = E^1_{A\sigma=5 \cdot 10^{-4}} / E^1_{A\sigma=10^{-2}}$  (—);  $C = E^2_{A\sigma=5 \cdot 10^{-4}} / E^2_{A\sigma=10^{-2}}$  (---) для различных  $h_2$ : 0,05 м (■), 0,15 м (●), 0,25 м (▲)

**2.3. ЭМ-поле в пространстве с плоской границей раздела сред и проводящим цилиндрическим объектом, погруженным в эту среду.** Как было показано ранее, характеристики наблюдаемого в нижнем полупространстве ЭМ-поля во многом зависят:

- от высоты расположения источника над границей раздела сред;
- величины угла между границей и радиус-вектором точки наблюдения;
- расстояния между источником и точкой наблюдения  $R'$ .

Те же параметры сказываются и на характеристиках сигналов, которые отражаются находящимися в точках наблюдения объектами.

Так, даже для одного и того же параметра  $T_{0,5}$  импульсы напряженности отраженного от проводящих объектов электрического поля  $E^3$  имеют разную форму и длительность для различных значений  $h_1$  и  $h_3$  (рис. 16).

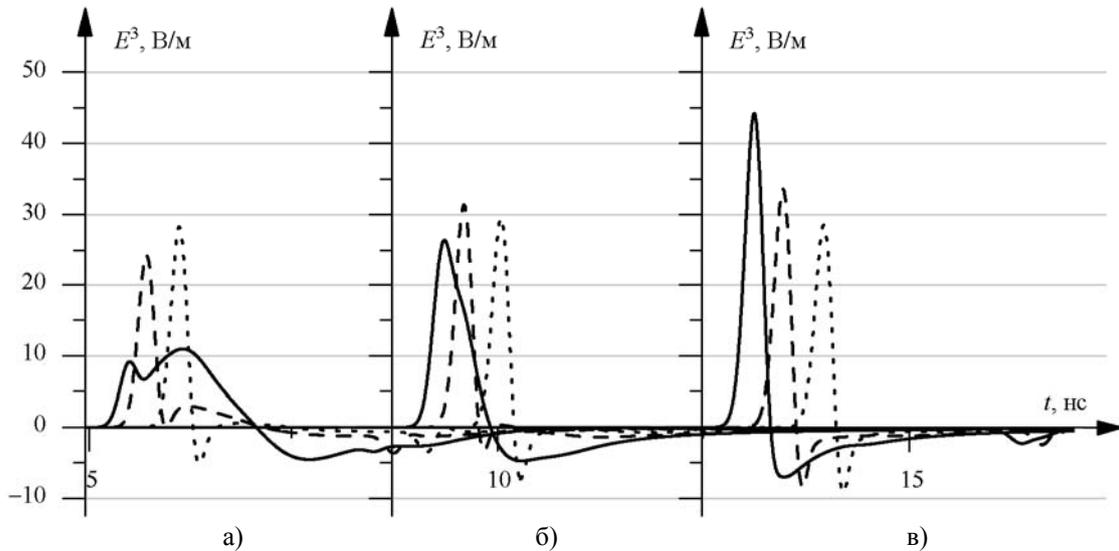


Рис. 16. Графики сигналов  $E^3$  при длительности излучаемого сигнала  $T_{0,5} = 2,5$  нс, значении проводимости  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м среды  $Q_1$  и расстояниях а) –  $h_3 = 0,15$  м; б) –  $h_3 = 0,35$  м; в) –  $h_3 = 0,55$  м;  $h_1$ : 0,05 м (—); 0,15 м (---); 0,25 м (·····)

Результаты расчетов демонстрируют, что монотонное изменение проводимости диэлектрической среды (в диапазоне рассмотренных значений) мало влияет на изменение формы сигнала  $E^3$  и приводит к монотонному изменению его амплитуды (рис. 17, а). Кроме того, при одной и той же высоте  $h_1$  графики амплитуд сигналов  $E^3$  для параметров  $h_3 = 0,15; 0,35; 0,55$  м при перехо-

де от меньших значений  $T_{0,5}$  к большим меняют свое относительное расположение (рис. 17, б). Так, при излучении источником сигнала небольшой длительности наибольшей амплитудой обладает сигнал, отраженный от проводящего объекта, который расположен на максимальной из рассматриваемых глубин  $h_3$ . Для больших  $T_{0,5}$  – наоборот.

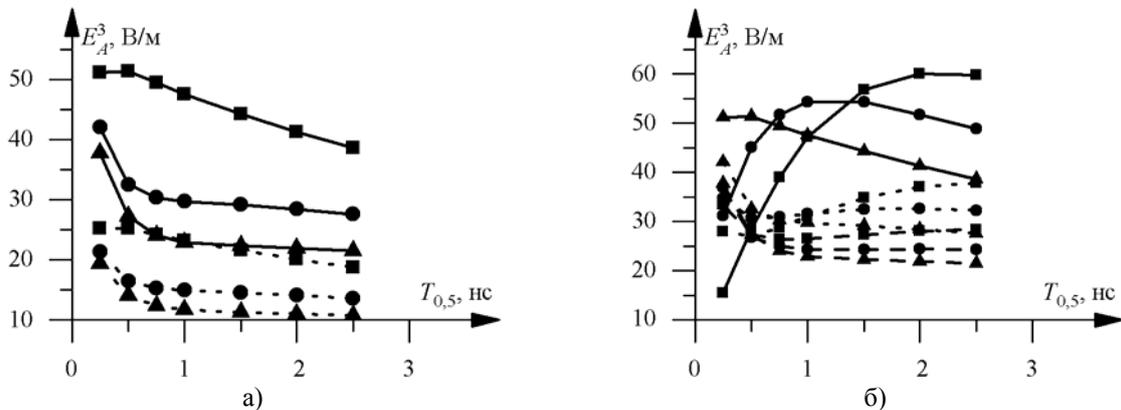


Рис. 17. Графики зависимости амплитуд сигналов  $E^3$  от длительности импульса: а) – при расположении объекта на глубине  $h_3 = 0,55$  м;  $h_1 = 0,05$  м (■);  $h_1 = 0,15$  м (●);  $h_1 = 0,25$  м (▲) и различных значениях проводимости  $\sigma_1$ :  $5 \cdot 10^{-4}$  См/м (—);  $10^{-2}$  См/м (---); б) – при расположении объекта на глубине  $h_3 = 0,15$  м (■);  $h_3 = 0,35$  м (●);  $h_3 = 0,55$  м (▲) и различных значениях  $h_1$ : 0,05 м (—); 0,15 м (·····); 0,25 м (---);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

Принимаемые в точке наблюдения импульсы напряженности  $E^4$  общего электрического поля (рис. 18, 19) можно разделить на 2 вида:

1. Сигналы, на которых различимы две волны поля. Первая, обозначим ее  $E^{4(1)}$ , – результат интерференции волны, приходящей непосредственно из источника, и волны, отраженной от поверхности грунта. Вторая волна, обозначим ее  $E^{4(2)}$ , формируется в результате распространения

излученного импульса по пути от источника до объекта и после рассеяния импульса поля объектом, распространения рассеянного импульса от объекта до точки наблюдения.

2. Сигналы, в которых волна  $E^{4(2)}$  по времени накладывается на волну  $E^{4(1)}$ , вследствие чего отраженный от цилиндра сигнал практически невозможно выделить (без дополнительной обработки) на фоне результирующего сигнала.

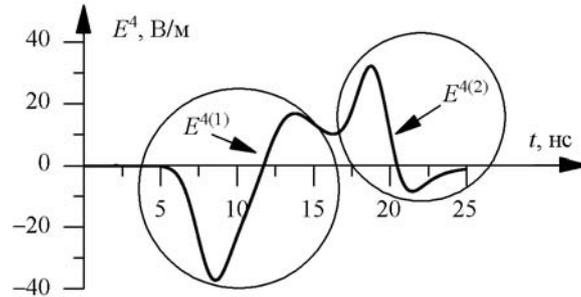


Рис. 18.  $E^4$  при  $h_1 = 0,05$  м;  $h_3 = 0,55$  м;  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м и длительности излучаемого сигнала  $T_{0,5} = 2,5$  нс

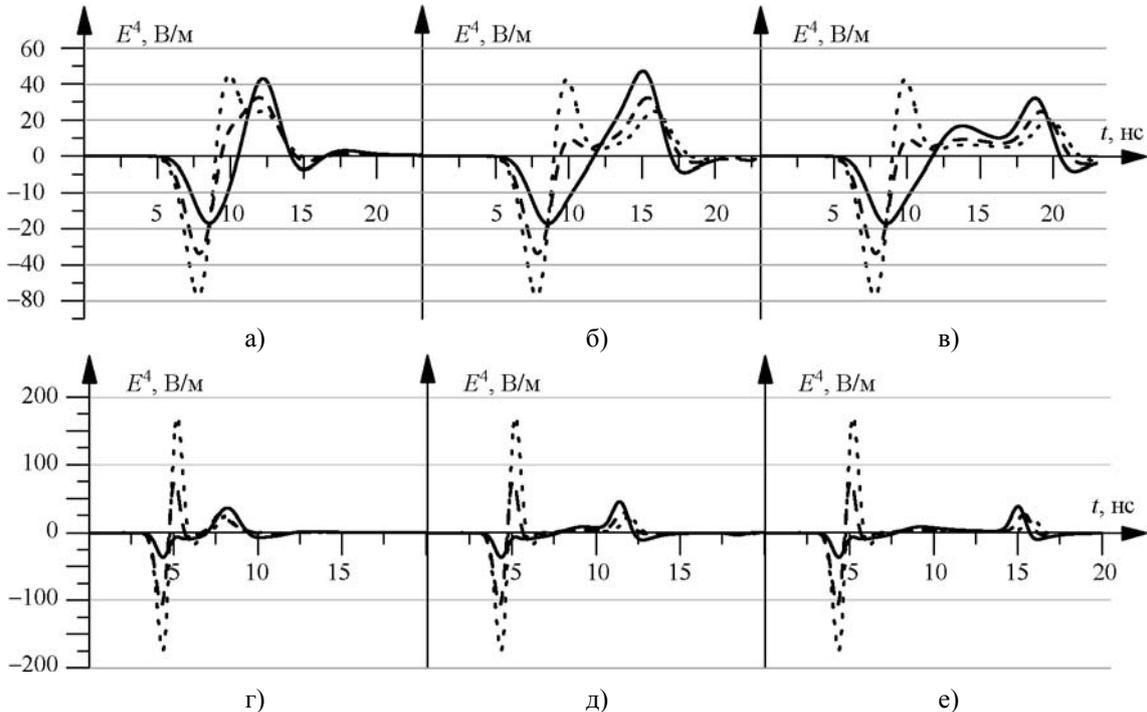


Рис. 19. Графики сигналов  $E^4$  длительности  $T_{0,5} = 2,5$  нс (а, б, в) и  $T_{0,5} = 1$  нс (г, д, е) при расположении объекта на глубине  $h_3 = 0,15$  м (а, г),  $h_3 = 0,35$  м (б, д),  $h_3 = 0,55$  м (в, е) и размещении источника на высоте  $h_1$ : 0,05 м (—); 0,15 м (---); 0,25 м (·····);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

Сигналы 1-го вида наблюдаются при больших  $h_3$  для всех рассматриваемых значений параметров  $h_1$  и  $T_{0,5}$  и при малых  $h_3$  для волн, характеризующихся малым значением  $T_{0,5}$ .

В случае  $h_3 = 55$  волны  $E^{4(2)}$  и  $E^{4(1)}$  отделены друг от друга. Причем при расположении источника на расстоянии  $h_1 = 5$  см над границей раздела сред амплитуда волны  $E^{4(1)}$  сравнима с амплитудой волны  $E^{4(2)}$ . Таким образом, данное расстояние (относительно небольшое) между точкой расположения источника и границей раздела сред обеспечивает достаточно хорошее обнаружение искомого объекта даже без дополнительной обработки.

Амплитуда общего сигнала  $E^4$  в большей мере определяется положением источника над границей раздела сред, чем глубиной залегания объекта (рис. 20, 10). Изменение проводимости также не оказывает на амплитуду общего сигнала  $E^4$

заметного влияния, как и в случае отсутствия проводящего объекта (см. рис. 14, 15).

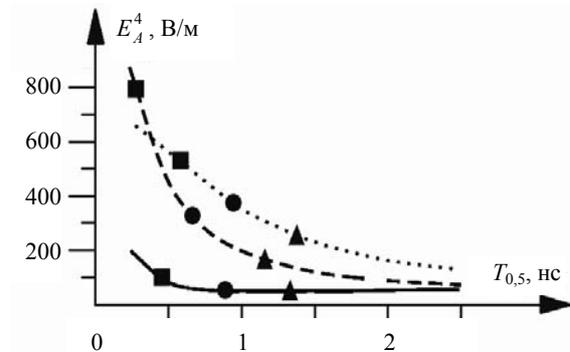


Рис. 20. Графики зависимости амплитуд  $E_A^4$  сигналов  $E^4$  от длительности импульса при  $h_3 = 0,15$  м (■);  $h_3 = 0,35$  м (●);  $h_3 = 0,55$  м (▲) и  $h_1$ : 0,05 м (—); 0,15 м (---); 0,25 м (·····);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

Поскольку волны  $E^{4(2)}$  не всегда заметны на фоне общего сигнала, а в случае когда заметны, изменение амплитуд волн  $E^{4(2)}$  имеет немонотонный характер (рис. 17, б) и зависит от многих параметров, сразу ответить на вопрос, при каком из рассматриваемых параметров  $T_{0,5}$  соотношение (амплитуда волны  $E^{4(2)}$ /амплитуда волны  $E^{4(1)}$ ) будет максимальным (а следовательно, данная длительность излучаемого сигнала будет оптимальной для проведения радиолокационных исследований), достаточно затруднительно. Поэтому для определения «степени различимости» отражения от объекта на фоне всего сигнала будем использовать методику, описанную в разд. 3.

### 3. Контрастность сигнала, отраженного от проводящего цилиндрического объекта.

В физическом смысле понятие контрастности отраженного от некоторого объекта сигнала означает, насколько хорошо этот сигнал можно выделить из всего сигнала, пришедшего в точку наблюдения.

В принятых обозначениях контрастностью отраженного объектом сигнала будем

считать отношение амплитуды волны поля, рассеиваемого непосредственно объектом, к амплитуде всего сигнала, вычисленные в точке наблюдения:  $K = E_A(E^3) / E_A(E^4)$ . В данном соотношении используется  $E^3$ , а не  $E^{4(2)}$  (что больше соответствовало бы физическому смыслу), поскольку, во-первых, сигнал  $E^{4(2)}$  не всегда может быть выделен на фоне  $E^2$  (случай низкой контрастности); во-вторых, при анализе результатов радиолокационных исследований полученные сигналы  $E^4$  нередко проходят предварительную обработку в виде вычитания из них сигналов  $E^2$ , и тогда анализируются именно  $E^3 = E^4 - E^2$ .

Значения рассчитанной подобным образом контрастности сигналов  $E^3$  представлены на графиках рис. 21. Видно, что при размещении источника непосредственно на границе раздела сред ( $h_1 = 0$  м) большая контрастность в основном соответствует сигналам меньшей длительности. Однако при  $T_{0,5} = 0,5$  нс контрастность объекта, находящегося ближе к поверхности раздела сред, оказывается меньше, чем контрастность объекта, залегающего глубже.

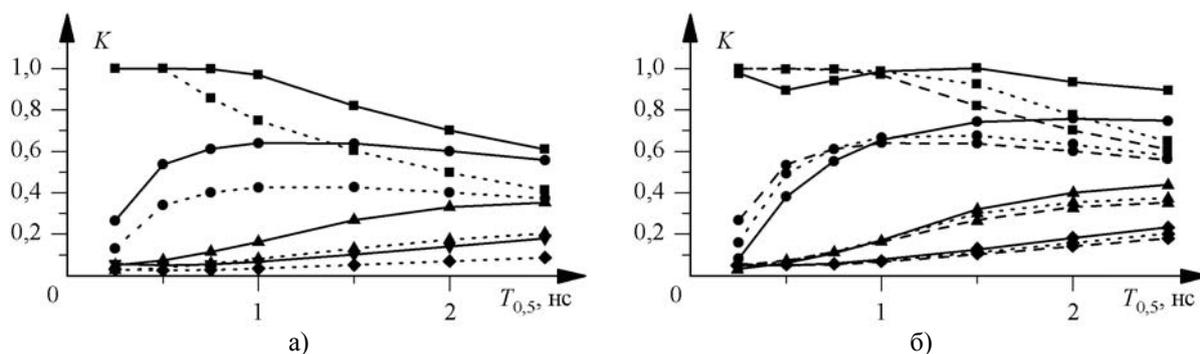


Рис. 21. Контрастность  $K$  отражений от проводящего цилиндрического объекта: а) – погруженного на глубину  $h_3 = 0,55$  м при  $h_1 = 0$  м (■);  $h_1 = 0,05$  м (●);  $h_1 = 0,15$  м (▲);  $h_1 = 0,25$  м (◆) и проводимости:  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м (—);  $\sigma_1 = 10^{-2}$  См/м (---); б) – при расстоянии  $h_1 = 0$  м (■);  $h_1 = 0,05$  м (●);  $h_1 = 0,15$  м (▲);  $h_1 = 0,25$  м (◆) и различных значениях параметра  $h_3$ : 0,15 м (—); 0,35 м (····); 0,55 м (---);  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  См/м

При поднятии источника над границей раздела сред значение длительности сигнала, соответствующее пику контрастности, смещается в сторону больших значений длительности импульса. Причем если источник располагается вблизи поверхности ( $h_1 = 0,05$  м), то при  $T_{0,5} < 1$  нс объект, находящийся на большей глубине, оказывается более контрастным.

Таким образом, можно сделать вывод, что если у исследователей, проводящих измерения, нет возможности располагать антенную систему на поверхности грунта, то использовать более короткие сигналы для обнаружения искомых проводящих объектов не всегда целесообразно. Контрастность изображения при данном положении антенной системы (по крайней мере, для рассмотренных в работе электрических характери-

стик сред и параметров источника) резко падает при уменьшении длительности излучаемого сигнала. Необходимо иметь в виду:

- Глубина залегания проводящего объекта в диэлектрической среде при больших расстояниях  $h_1$  на значение контрастности существенного влияния не оказывает.

- При одной и той же высоте  $h_1$  графики амплитуд сигналов  $E^4$ , как и в случае графиков  $E^3$ , при переходе от меньших значений параметра  $T_{0,5}$  к большим, меняют свое относительное расположение (рис. 21, б и 17, б). Так, при зондировании импульсом небольшой длительности наибольшей контрастностью обладает сигнал, отраженный от проводящего объекта, который расположен на максимальной из рассматриваемых глубин  $h_3$ . Для больших  $T_{0,5}$  – наоборот.

Особо следует отметить, что при изменении  $h_1$  от 0 до 0,05 м, что довольно часто имеет место при выполнении георадиолокационных исследований на практике, контрастность объекта изменяется в очень широком диапазоне (от 1 до 0,05 для коротких импульсов). Эта особенность рассматриваемого явления указывает на необходимость стабилизации высоты расположения антенной системы в процессе зондирования, или подъема антенной системы на высоту, при которой диапазон изменения контрастностей незначителен. Альтернативой подъема антенной системы может быть использование зондирующих импульсов с большей длительностью.

Таким образом, зависимость контрастности отраженного от проводящего цилиндрического объекта сигнала от длительности излучаемого импульса имеет нелинейный характер, и для заданной геометрии задачи, выбранных диэлектрических характеристик грунта, рассматриваемых параметрах сигнала  $T_{0,5}$  при различных значениях  $h_1$  представляет собой соответственно различные участки параболообразной кривой: при  $h_1 = 0$  см – нисходящий, при  $h_1 = 0,05$  м – участок вершины, а при  $h_1 = 0,15$  и  $0,25$  м – восходящие.

Заметим, что любое из значений контрастности  $K$  при  $h_1 = 15$  и  $25$  см меньше любого из значений контрастности  $K$  при  $h_1 = 5$  см. Таким образом, высота  $h_1 = 5$  см является наиболее оптимальной из рассмотренных для проведения радиолокационных работ по поиску в грунте проводящего цилиндрического объекта радиусом  $r = 2,5$  см в случае, когда нет возможности разместить антенную систему непосредственно на поверхности грунта. При этом следует помнить, что нестабильное поведение амплитуды отраженного от поверхности грунта сигнала  $E^2$  вблизи границы раздела сред (см. рис. 10, 13) требует тщательного подхода к выбору длительности зондирующего импульса.

Максимальное значение  $K$  при высоте  $h_1 = 5$  см соответствует значению длительности излучаемого сигнала  $T_{0,5} = 2$  нс. Следовательно, параметры зондирования  $h_1 = 5$  см и  $T_{0,5} = 2$  нс являются оптимальными для данной задачи.

Также следует отметить особенность рассеяния импульса длительностью  $T_{0,5} = 1$  нс при  $h_1 = 5$  см. Здесь контрастность объекта, оставаясь довольно высокой, практически не изменяется при увеличении глубины залегания объекта в пределах, по крайней мере, от 0,15 до 0,55 м. Это может быть использовано для уменьшения динамического диапазона принимаемых сигналов при выполнении поисковых работ.

**Выводы.** Таким образом, посредством компьютерной реализации метода конечных разностей во временной области промоделирована задача дифракции цилиндрической импульсной

ЭМ-волны на проводящем цилиндрическом объекте, погруженном в диэлектрические среды. Проведен анализ закономерностей рассеяния ЭМ-полей, рассчитанных для различных значений проводимости вмещающей среды, длительностей излучаемого импульса и расстояний между источником и поверхностью раздела сред. Исследованы процессы формирования сигналов, образующихся в точке наблюдения. Проанализированы зависимости значений контрастности от длительности излучаемого импульса, высоты расположения источника ЭМ-волны и точки наблюдения над границей раздела сред и глубины залегания объекта. В рассмотренных модельных задачах взаимное расположение источника ЭМ-волны и точки наблюдения соответствуют наиболее часто используемой в подповерхностной радиолокации бистатической схеме антенной системы.

Установлено, что при рассматриваемой геометрии задачи, диэлектрических характеристиках сред, параметрах сигнала  $T_{0,5}$ , значениях  $h_1$  и  $h_3$  зависимость контрастности сигнала, отраженного проводящим объектом, от длительности излучаемого импульса имеет нелинейный характер и представляет собой различные участки параболообразной кривой. Показано, что существуют определенные наборы параметров: длительность излучаемого импульса и высота расположения источника, расстояние между источником (передающей антенной) и точкой наблюдения (приемной антенной), которые являются оптимальными для проведения радиолокационных работ по обнаружению проводящих объектов заданного размера, погруженных в грунт с заданными электрическими характеристиками с точки зрения радиолокационной контрастности.

Решение задачи дифракции импульсных ЭМ-волн на погруженных в различные грунтовые структуры объектах, исследование физических особенностей рассеяния нестационарных ЭМ-полей на грунтах способствуют формулированию требований к оптимальной временной зависимости зондирующего импульса и оптимальному расположению антенной системы над грунтом.

1. Георадар 2004 / IV Междунар. науч.-практическая конф.: тез. докл. – М.: Научный Парк МГУ им. М. В. Ломоносова, 2004. – 107 с.
2. Владов М. Л. Георадиолокационные исследования верхней части разреза: учеб. пособие / М. Л. Владов, А. В. Старовойтов. – М.: Изд-во МГУ, 1999. – 92 с.
3. Владов М. Л. Введение в георадиолокацию: учеб. пособие / М. Л. Владов, А. В. Старовойтов. – М.: Изд-во МГУ, 2004. – 153 с.
4. Вопросы подповерхностной радиолокации. / Под ред. А. Ю. Гринева. – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.
5. Масалов С. А. Проблемы и пути развития сверхширокополосной видеоимпульсной георадиолокации / С. А. Масалов, Г. П. Почанин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2005. – 10, спец. вып. – С. 633–640.

6. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи / Х. Ф. Хармут; пер. с англ. под ред. А. П. Мальцева. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
7. Почанин Г. П. Физический подход к выбору зондирующего сигнала в задачах подповерхностной радиолокации / Г. П. Почанин, П. В. Холод // Распространение радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1995. – С. 86–92.
8. Fok F. Y. S. The K-Pulse and E-Pulse / F. Y. S. Fok, D. L. Moffatt // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1987. – 35, N 11. – P. 1325–1326.
9. Fok F. Y. S. K-Pulse Estimation for a Right-Angled Bent Wire Using More than One Impulse Response. / F. Y. S. Fok // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1990. – 38, N 7. – P. 1092–1098.
10. Baum C. E. Direct construction of a E-pulse from natural frequencies and evaluation of the late-time residuals / C. E. Baum // Ultra-Wideband Short-Pulse Electromagnetics. – 1998. – 4. – P. 349–360.
11. Fok F. K-pulse estimation from the impulse response of a target / F. Fok, D. Moffatt, Nan Wang // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1987. – 35, N 8. – P. 926–933.
12. Subsurface Target Recognition Based on Transient Electromagnetic Scattering / Hoi-Shun Lui, F. Aldhubaib, N. Shuley, Hon Tat Hui // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2009. – 57, N 10. – P. 3398–3401.
13. Kuznetsov Yu. Application of E-pulse Method for Remote Sensing Arbitrary Shaped Objects in Lossy Media / Yu. Kuznetsov, A. Baev, R. Sedletskiy // 30<sup>th</sup> Europ. Microwave Conf. (EuMC 2000): Proc. – Paris, 2000. – P. 1–4.
14. Taflove A. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method / A. Taflove. – Boston-L.: Artech House, 1995. – 602 p.
15. Peterson A. F. Computational methods for electromagnetics / A. F. Peterson, S. L. Ray, R. Mittra. – New York: IEEE PRESS; Oxford, Tokyo, Melbourne: Oxford University Press, 1997. – 592 p.
16. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем / А. А. Самарский. – М.: Наука, 1971. – 552 с.
17. Ладыженская О. А. Краевые задачи математической физики / О. А. Ладыженская. – М.: Наука, 1973. – 408 с.
18. Разностные схемы начально-краевых задач для уравнений Максвелла в неограниченной области / А. Р. Майков, А. Д. Поезд, А. Г. Свешников, С. А. Якунин // Журн. вычислит. матем. и мат. физики. – 1989. – 29, № 2. – С. 239–250.
19. Майта Н. Н. Модельная задача подповерхностного импульсного зондирования и ее решение FDTD-методом / Н. Н. Майта, А. О. Перов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1998. – 3, № 3. – С. 89–93.
20. Сиренко Ю. К. Моделирование и анализ переходных процессов в открытых периодических, волноводных и компактных резонаторах / Ю. К. Сиренко. – Х.: Эдена, 2003. – 363 с.
21. Yee K. S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K. S. Yee // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1966. – 14, N 2. – P. 302–307.
22. Варяница-Рощупкина Л. А. Дифракция видеоимпульсной волны на подповерхностных объектах / Л. А. Варяница-Рощупкина, Г. П. Почанин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2006. – 11, № 2. – С. 240–252.
23. Taflove A. Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the Time-Dependent Maxwell's equations / A. Taflove, M. E. Brodwin // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 1975. – 23, N 5. – P. 623–630.
24. Pazyinin V. L. A two-dimensional model for pulse propagation in the physical environment: proper truncation of computational domain in the finite-difference method / V. L. Pazyinin, Yu. K. Sirenko // Telecommunications and Radio Engineering. – 2003. – 57, № 2-3. – P. 9–17.
25. Varyanitz-Roshchupkina L. A. Software for image simulation in ground penetrating radar problems / L. A. Varyanitz-Roshchupkina // III Intern. Workshop «Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals» (UBUSIS 2006): proc. – Sevastopol, 2006. – P. 150–155.
26. Varyanitz-Roshchupkina L. A. Pulse scattering on objects in the inhomogeneous conducting medium / L. A. Varyanitz-Roshchupkina, V. O. Kovalenko // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – 7, № 4. – С. 435–440.
27. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах / Л. М. Бреховских. – 2-е изд., перераб. – М.: Наука, 1973. – 343 с.

L. A. Varyanitz-Roshchupkina, G. P. Pochanin

### OPTIMIZATION OF A SOUNDING UWB PULSE SIGNAL DURATION IN A SUBSURFACE OBJECTS DETECTION PROBLEM

Diffraction of a cylindrical pulse electromagnetic wave on the conductive cylindrical objects immersed in dielectric media of different conductivity is investigated by the use of computer realization of the finite-difference time-domain method (FDTD). The analysis and comparison of the scattered electromagnetic fields calculated at various values of an incident wave pulse duration and different distances between a field source, an observation point and an interface are carried out. Technique of determination of ultrawideband pulse sounding signal duration that is optimal for detecting subsurface objects is offered, and contrast of the signal reflected by object in relation to a total signal in an observation point is chosen as criterion of optimization.

**Key words:** diffraction, cylindrical wave, subsurface radiolocation, subsurface sounding, computer simulation, finite-difference method, FDTD.

Л. А. Варяница-Рощупкина, Г. П. Почанин

### ОПТИМІЗАЦІЯ ТРИВАЛОСТІ ЗОНДУЮЧОГО НАДШИРОКОСМУГОВОГО ІМПУЛЬСНОГО СИГНАЛУ В ЗАДАЧІ ВИЯВЛЕННЯ ПІДПОВЕРХНЕВИХ ОБ'ЄКТІВ

За допомогою комп'ютерної реалізації методу скінченних різниць в області часу (FDTD) досліджено процеси дифракції циліндричної імпульсної електромагнітної хвилі на провідних циліндричних об'єктах, занурених у діелектричні середовища різної провідності. Проведено аналіз та порівняння розсіяних електромагнітних полів, розрахованих за різних значень тривалості імпульсу падаючої хвилі і різних відстанях між джерелом поля, точкою спостереження і поверхнею розділу середовищ. Запропоновано методикку визначення тривалості надширокосмугового імпульсного зондуючого сигналу, оптимальної для виявлення підповерхневих об'єктів, де в якості критерію оптимізації вибрано контрастність відбитого об'єктом сигналу у відношенні до повного (сумарного) сигналу в точці спостереження.

**Ключові слова:** дифракція, циліндрична хвиля, підповерхнева радіолокація, підповерхнєве зондування, комп'ютерне моделювання, метод скінченних різниць, FDTD.

Рукопись поступила 31.05.11 г.